

## Эмиссия электронов из Cs/GaAs и GaAs(Cs,O) с положительным и отрицательным электронным сродством

А. Г. Журавлев, В. С. Хорошилов, В. Л. Альперович<sup>1)</sup>

Институт физики полупроводников им. А.В.Ржанова СО РАН, 630090 Новосибирск, Россия

Новосибирский государственный университет, 630090 Новосибирск, Россия

Поступила в редакцию 30 марта 2017 г.

Методом спектроскопии квантового выхода фотоэмиссии изучена эволюция вероятностей выхода горячих и термализованных электронов из GaAs(001) с адсорбированными слоями цезия и кислорода при переходе от положительного к отрицательному эффективному электронному сродству. Обнаружен и объяснен минимум вероятности выхода термализованных электронов вблизи нулевого сродства.

DOI: 10.7868/S0370274X17100137

Ток фотоэмиссии из кристалла в вакуум определяется, главным образом, поверхностным потенциальным барьером и вероятностью выхода в вакуум электронов, имеющих достаточные для эмиссии энергию и импульс. Практическое использование фотоэмиссии из полупроводников связано с возможностью снижения, путем адсорбции цезия и кислорода, величины барьера на поверхности *p*-GaAs до состояния с отрицательным эффективным электронным сродством (ОЭС), при котором уровень вакуума лежит ниже дна зоны проводимости в объеме GaAs (рис. 1а) [1]. Высокий квантовый выход (до ~50% [2]) и, как следствие, широкое использование ОЭС-фотокатодов [3] обеспечивается тем, что на поверхности с ОЭС электроны, рожденные светом в зоне проводимости и достигшие поверхности в результате диффузии, могут выйти в вакуум без сообщения им дополнительной энергии (см. рис. 1а, путь 1).

Поверхности полупроводников с относительно небольшим положительным эффективным сродством (ПЭС)  $\chi^* \sim 0.2\text{--}0.4\text{эВ}$  (см. рис. 1б) в последнее время привлекают внимание в связи с возможностью повышения эффективности преобразования солнечной энергии за счет использования “фотонно-усиленной термоэлектронной эмиссии” (photon-enhanced thermionic emission, РЕТЕ) [4, 5]. На рис. 1б, наряду с прямой фотоэмиссией горячих электронов, рожденных светом выше уровня вакуума (путь 3), показан РЕТЕ-процесс (путь 4), в котором электроны, рожденные светом ниже уровня вакуума, эмитируются благодаря

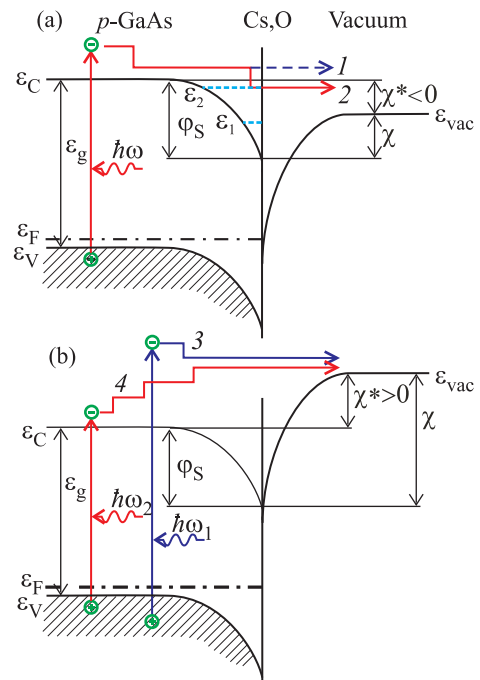


Рис. 1. (Цветной онлайн) Зонные диаграммы поверхности GaAs(Cs,O) с отрицательным (а) и положительным (б) эффективным электронным сродством  $\chi^*$ . (а) – Пунктирными линиями показаны дно первой ( $\varepsilon_1$ ) и дно второй ( $\varepsilon_2$ ) двумерных подзон в области изгиба зон  $\varphi_S$ . Стрелками схематично показаны межзонный оптический переход электрона из валентной зоны в зону проводимости, термализация и диффузия к эмитирующей поверхности и возможные пути эмиссии в вакуум со дна зоны проводимости (путь 1) и со дна двумерной подзоны  $\varepsilon_2$  (путь 2). (б) – Показаны прямая фотоэмиссия (путь 3) и РЕТЕ-процесс (путь 4)

<sup>1)</sup>e-mail: alper@isp.nsc.ru

термализации вверх по энергии. Теоретические оценки [4] показывают, что эффективность преобразования солнечной энергии РЕТЕ-устройствами, сочетающими преимущества “фотонных” и “тепловых” солнечных элементов, может существенно (на  $\sim 30\%$ ) превышать эффективность однокаскадных преобразователей на  $p$ - $n$  переходах при оптимальном выборе ширины запрещенной зоны полупроводника, величины сродства и температуры, а также при 100%-ной вероятности выхода в вакуум электронов, имеющих достаточные для эмиссии энергию и импульс. Поверхность Cs/GaAs перспективна для создания РЕТЕ-преобразователей благодаря оптимальной ширине запрещенной зоны GaAs и возможности задать оптимальную величину сродства  $\chi^*$ , изменяя значение цезиевого покрытия  $\theta$ . Использование этой поверхности осложняется ее нестабильностью при повышенных температурах, а также релаксационной кинетикой поверхностного изгиба зон и тока фотоэмиссии, свидетельствующей о неравновесности поверхности Cs/GaAs даже при комнатной температуре [6–8].

Как показано в [9], на поверхности Cs/GaAs(001) с положительным электронным сродством вероятности выхода горячих  $P_h$  (рис. 1b, путь 3) и термализованных  $P_t$  (рис. 1b, путь 4) электронов при увеличении Cs-покрытия проходят через максимум при  $\theta \approx 0.4$  монослоя (ML), но даже в максимумах остаются сравнительно малыми ( $\leq 10\%$ ). Вопрос об эволюции вероятностей выхода при переходе от положительного к отрицательному электронному сродству оставался открытым. В данной работе обнаружено и объяснено немонотонное поведение вероятности выхода термализованных электронов  $P_t(\chi^*)$  на поверхности GaAs(Cs,O) с минимумом  $P_t \approx 1\%$  вблизи нулевого сродства.

В эксперименте использовали эпитаксиальные слои  $p$ -GaAs(001) с концентрацией дырок  $p \approx 7 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ . Атомарно-чистые поверхности GaAs(001) приготавливали удалением оксидов в растворе HCl в изопропиловом спирте в атмосфере сухого азота, переносом в сверхвысоковакуумную установку без контакта с воздухом и последующим прогревом в вакууме [10]. Все измерения проводили при комнатной температуре  $T = 300 \text{ K}$ . Величину Cs-покрытия определяли с помощью калибровки, основанной на результатах измерений, выполненных методом рентгеновской фотоэлектронной спектроскопии [11]. Для измерений спектров квантового выхода фотоэмиссии на поверхностях GaAs(Cs,O) с неравновесными слоями адсорбатов использовали методику, адаптиро-

ванную для систем с параметрами, меняющимися во времени [6, 7].

На рис. 2 показаны спектры квантового выхода фотоэмиссии  $Y(\hbar\omega)$ , измеренные при адсорбции кис-

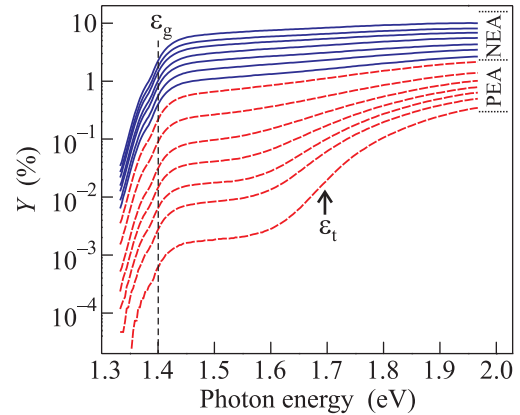


Рис. 2. (Цветной онлайн) Эволюция спектров квантового выхода фотоэмиссии при адсорбции кислорода на поверхности Cs/GaAs(001). Спектры, показанные штриховыми и сплошными линиями, соответствуют ПЭС (positive electron affinity, PEA) и ОЭС (negative electron affinity, NEA). Стрелкой показан порог прямой фотоэмиссии  $\varepsilon_t$  для нижнего спектра, пунктирной линией — порог РЕТЕ на ширине запрещенной зоны GaAs  $\varepsilon_g \approx 1.4 \text{ эВ}$

лорода на Ga-обогащенной поверхности GaAs(001) с предварительно нанесенным цезиевым покрытием  $\theta = 0.6 \text{ ML}$ . В нижнем спектре, измеренном на поверхности Cs/GaAs(001) с положительным сродством до нанесения кислорода, наблюдаются два порога. Высокоэнергетический порог  $\varepsilon_t$  связан с началом “прямой” фотоэмиссии горячих фотоэлектронов, рожденных фотонами выше уровня вакуума (см. рис. 1b, путь 3). Низкоэнергетический порог на ширине запрещенной зоны GaAs, равной  $\varepsilon_g \approx 1.4 \text{ эВ}$ , соответствует РЕТЕ-процессу, т.е. эмиссии из “максвелловского хвоста” функции распределения термализованных электронов, рожденных светом ниже уровня вакуума и получивших недостающую энергию от решетки (см. рис. 1b, путь 4). Из рис. 2 следует, что адсорбция кислорода приводит к монотонному увеличению квантового выхода фотоэмиссии и сдвигу порога  $\varepsilon_t$  в сторону низких энергий из-за увеличения дипольного момента адсорбционного (Cs,O) слоя. Начиная с определенной дозы кислорода, в спектрах остается только один порог на  $\varepsilon_g$ , что соответствует переходу от ПЭС к ОЭС.

Экспериментально измеренные спектры описывались суммой вкладов прямой фотоэмиссии горячих и РЕТЕ-эмиссии термализованных электронов [7, 9].

Прямую фотоэмиссию вычисляли при помощи функции распределения фотоэлектронов по энергии, рассчитанной согласно [12], с учетом рассеяния на оптических фононах и конверсии тяжелых дырок в легкие [13]. При расчете вклада термализованных электронов (РЕТЕ) использовали функцию распределения Максвелла–Больцмана [4]. При положительных значениях сродства в качестве подгоночных параметров использовали величину  $\chi^*$ , от которой зависит положение спектрального порога прямой фотоэмиссии, а также дополнительные коэффициенты  $P_h$  и  $P_t$ , определяющие амплитуды вкладов прямой фотоэмиссии и РЕТЕ и имеющие смысл вероятностей выхода электронов, усредненных по соответствующим функциям распределения [9]. В случае ОЭС, пороги прямой фотоэмиссии и РЕТЕ совпадают, поэтому значение электронного сродства определить из спектров напрямую нельзя. Используемый нами косвенный способ определения отрицательного электронного сродства основан на том, что в области  $\chi^* > 0$  экспериментальное отношение вероятностей выхода горячих и термализованных электронов  $P_h/P_t$  оказалось однозначной функцией величины сродства. Предполагая, что однозначность зависимости  $P_h/P_t(\chi^*)$  сохраняется при  $\chi^* < 0$ , и аппроксимируя эту зависимость линейной функцией при малых  $|\chi^*| \leq 50$  мэВ, мы определяли  $\chi^*$  в области ОЭС по полученному из экспериментальных спектров отношению  $P_h/P_t$ . Наклон зависимости  $P_h/P_t(\chi^*)$  был оценен с использованием данных работы [14], согласно которым при  $\chi^* \approx -20$  мэВ значение квантового выхода  $Y \approx 6\%$  для энергии фотонов  $\hbar\omega = 1.91$  эВ. Возможная систематическая ошибка в определении отрицательных значений  $\chi^*$  может привести лишь к сжатию или растяжению зависимостей  $P_t(\chi^*)$  по оси абсцисс в области  $\chi^* < 0$  на  $\sim 30\%$ .

На рис. 3 показана эволюция эффективного электронного сродства (а) и вероятностей выхода в вакуум горячих (b) и термализованных (c) электронов при поочередной адсорбции цезия и кислорода на Ga-обогащенной поверхности GaAs(001). Дозовая зависимость электронного сродства при адсорбции Cs и последующей релаксации цезиевого слоя обсуждалась ранее [7, 9]. Как следует из рис. 3а, при адсорбции кислорода на поверхности Cs/GaAs сродство уменьшается вплоть до отрицательных значений, проходит через минимум  $\chi^* = -30$  мэВ и при больших дозах  $O_2$  увеличивается до  $\chi^* = 200$  мэВ. После выключения источника кислорода наблюдается релаксационное уменьшение сродства на  $\sim 30$  мэВ. Повторная адсорбция цезия на поверхности GaAs(Cs,O) приводит к уменьшению (до  $\chi^* = -50$  мэВ) и по-

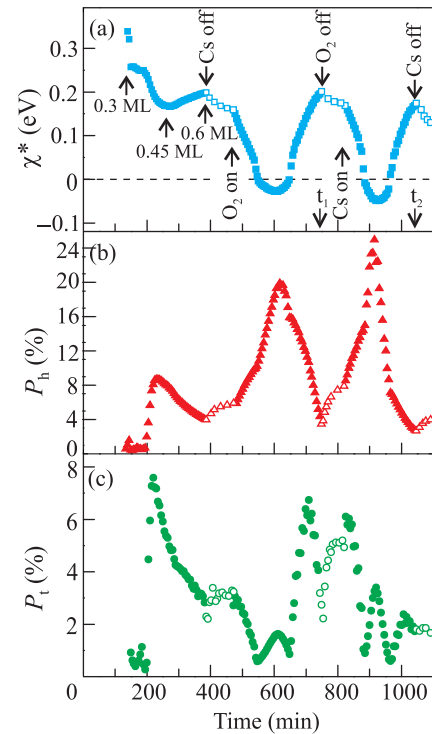


Рис. 3. (Цветной онлайн) Эволюция эффективного сродства (а) и вероятностей выхода горячих (b) и термализованных (c) электронов при поочередной адсорбции 0.6 мл цезия, 0.05 л кислорода и затем 0.2 мл цезия на Ga-обогащенной поверхности GaAs(001) (закрашенные символы) и релаксации адсорбционного слоя (пустые символы). Моменты включения (“on”) и выключения (“off”) источников цезия и кислорода показаны стрелками

следующему росту сродства. После выключения цезиевого источника снова наблюдается релаксационное уменьшение  $\chi^*$ . Меньшая амплитуда релаксации электронного сродства на поверхности GaAs(Cs,O) после адсорбции кислорода по сравнению с поверхностью Cs/GaAs, а также GaAs(Cs,O) с избыточным цезием, согласуется с повышением термической стабильности (Cs,O) слоя при адсорбции кислорода [15].

При адсорбции цезия на чистую Ga-обогащенную поверхность GaAs(001), вероятности выхода  $P_h$  и  $P_t$  эволюционируют сходным образом, а именно, проходят через максимумы с амплитудой  $\sim 10\%$  [10]. Напротив, последующая поочередная адсорбция кислорода и цезия приводит, как видно из рис. 3b, c, к сложному и качественно различному поведению  $P_h$  и  $P_t$ . Чтобы разобраться в этом поведении, мы построили зависимости вероятностей выхода от эффективного электронного сродства, используя данные, представленные на рис. 3. На рис. 4 показаны зависимости  $P_h(\chi^*)$  и  $P_t(\chi^*)$ , построенные по участку эво-

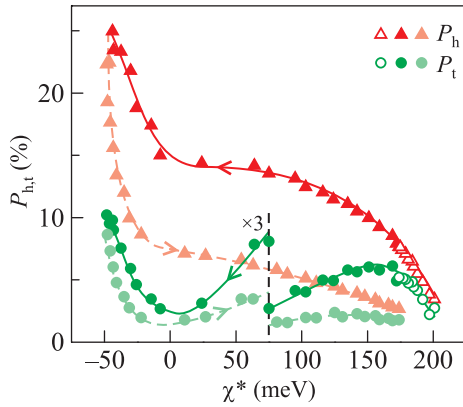


Рис. 4. (Цветной онлайн) Зависимости вероятностей выхода  $P_h$  (треугольники) и  $P_t$  (кружки) от эффективного электронного сродства  $\chi^*$ . Сплошными и штриховыми линиями показаны зависимости, измеренные при понижении и повышении сродства соответственно. Зависимость  $P_t(\chi^*)$  вблизи нулевого сродства растянута по вертикали в три раза

люции  $\chi^*(t)$ ,  $P_h(t)$  и  $P_t(t)$  в диапазоне от максимума  $\chi^* = 200$  мэВ при  $t_1 = 720$  мин до следующего максимума  $\chi^* = 175$  мэВ при  $t_2 = 1040$  мин. Этот участок соответствует релаксации (Cs,O) слоя после нанесения кислорода и последующей адсорбции цезия на поверхности GaAs(Cs,O). В зависимостях  $P_h(\chi^*)$  и  $P_t(\chi^*)$  наблюдается гистерезис: при одинаковых значениях  $\chi^*$  большим значениям Cs покрытия  $\theta$  соответствуют меньшие значения  $P_h$  и  $P_t$ . Этот факт можно объяснить, предположительно, ростом отражения эмитируемых электронов от поверхности с цезиевым адсорбционным слоем при увеличении покрытия  $\theta$ . Другая возможная причина уменьшения вероятности выхода состоит в рассеянии электронов на двумерных цезиевых кластерах с металлическим спектром элементарных возбуждений, которые формируются на поверхности GaAs или GaAs(Cs,O) при больших Cs покрытиях [16, 17].

Как следует из рис. 4, обе ветви зависимости  $P_h(\chi^*)$  качественно отличаются от зависимостей  $P_t(\chi^*)$ , а именно, при снижении сродства  $P_h$  монотонно возрастает, в то время как  $P_t$  ведет себя более сложным образом: проходит через максимум  $P_t \sim 6\%$  при  $\chi^* \approx 150$  мэВ, через минимум  $P_t \sim 1\%$  вблизи нулевого сродства и затем возрастает. Отличие зависимостей  $P_h(\chi^*)$  и  $P_t(\chi^*)$  имеет ясный физический смысл. При  $\chi^* > 0$  термализованные электроны выходят в вакуум из “максвелловского хвоста” функции распределения, т.е. из узкой полосы энергий шириной  $\sim kT$  над уровнем вакуума. Как следствие, эволюция  $P_t(\chi^*)$  отражает зависи-

мость вероятности выхода эмитируемых электронов от их энергии в зоне проводимости. Напротив, коэффициент  $P_h$  отражает вероятность выхода, усредненную по широкой функции распределения горячих электронов, от начальной энергии, полученной от фотонов при межзонном оптическом переходе, до уровня вакуума. В результате, как видно из рис. 4, зависимость  $P_h(\chi^*)$  похожа на интеграл от  $P_t(\chi^*)$ . В связи с этим обсудим более детально возможные причины поведения функции  $P_t(\chi^*)$ , которая отражает зависимость вероятности выхода от кинетической энергии эмитируемых электронов в зоне проводимости GaAs.

При переходе от ПЭС к ОЭС можно было бы ожидать монотонного увеличения вероятности выхода электронов в вакуум, поскольку для состояния с ОЭС величина вероятности выхода достигает значений  $\sim 50\%$  [2], существенно больших, чем определенные нами  $P_t \leq 10\%$  при  $\chi^* > 0$ . Отметим, что на поверхности GaAs(Cs,O) с ОЭС при однократном соударении вероятность выхода электронов в вакуум не превышает нескольких процентов [18, 19]. Высокие значения вероятности выхода и квантовой эффективности ОЭС-фотокатодов обусловлены, предположительно, захватом электронов на состоянии двумерной подзоны, лежащие выше уровня вакуума, и выходом в вакуум за счет “многочисленных соударений” с поверхностью за время жизни электронов в этой подзоне [18–20]. На поверхности GaAs(Cs,O) с ОЭС наиболее эффективна, по-видимому, эмиссия электронов через вторую подзону  $\varepsilon_2$  (см. рис. 1а), дно которой лежит на  $\sim 20$  мэВ ниже дна зоны проводимости в объеме GaAs, но выше уровня вакуума [20].

Несмотря на то, что величина фототока, экспоненциально зависящая от величины сродства, монотонно растет при понижении  $\chi^*$ , вблизи нулевого сродства мы обнаружили глубокий минимум вероятности выхода  $P_t(\chi^*)$ , входящей в предэкспоненту выражения для фототока. Мы полагаем, что немонотонная зависимость  $P_t(\chi^*)$  с минимумом вблизи  $\chi^* = 0$  также обусловлена процессом захвата электронов в квазидвумерные состояния области изгиба зон. Действительно, при  $\chi^* \gg kT$  эмитируемые электроны имеют большую кинетическую энергию, поэтому вероятность захвата на состоянии в области изгиба зон мала. Логично предположить, что вероятность захвата возрастает с уменьшением энергии эмитируемых термализованных электронов, т.е. при понижении  $\chi^*$ . Пока сродство остается положительным, такой захват и последующая рекомбинация приводят к уменьшению вероятности выхода в вакуум, поскольку эмиссия захваченных в области

изгиба зон электронов требует дополнительной термоактивации. Вблизи нулевого сродства реализуется, по-видимому, наименее благоприятная для эмиссии электронов ситуация: вероятность захвата достигает максимально возможного значения, а для эмиссии захваченных электронов по-прежнему требуется термоактивация. При дальнейшем снижении сродства, в области ОЭС, вероятность выхода в вакуум и ток эмиссии возрастают благодаря уменьшению энергии, требуемой для выхода электронов со дна двумерной подзоны в вакуум. Наконец, при больших значениях модуля ОЭС, когда дно двумерной подзоны оказывается выше уровня вакуума, захваченные электроны могут выходить в вакуум без затрат энергии и вероятность выхода достигает десятков процентов, характерных для оптимально приготовленных  $p$ -GaAs(Cs,O) ОЭС-фотокатодов (см. рис. 1а, путь 2) [18–20]. Отметим, что в эксперименте, результаты которого показаны на рис. 4, зависимость  $P_t(\chi^*)$  подробно измерена только вблизи области нулевого сродства. Проведенное нами стандартное цезий-кислородное активирование [21] поверхности того же образца  $p$ -GaAs дало значение квантовой эффективности фотоэмиссии (количество эмитированных электронов на падающий фотон) в геометрии “на отражение”  $\approx 30\%$  при энергии фотонов 1.9 эВ, что соответствует вероятности выхода термализованных электронов около 50%.

Полученные результаты позволяют по-новому взглянуть на возможные причины максимумов в дозовых зависимостях вероятностей выхода на поверхности Cs/GaAs с ПЭС, которые обсуждались ранее [10]. Несмотря на качественное сходство максимумов, эти причины, по-видимому, различны для горячих и термализованных электронов. Поскольку вероятность выхода горячих электронов монотонно возрастает при уменьшении сродства (см. рис. 4), максимум дозовой зависимости  $P_h(\theta)$  соответствует минимуму  $\chi^*(\theta)$ . Напротив, максимум  $P_t(\theta)$  в области ПЭС не совпадает с минимумом  $\chi^*(\theta)$ , а обусловлен уменьшением  $P_t$  как в области  $\chi^* \approx 0$  (по причине, обсуждавшейся выше), так и при  $\chi^* > 170$  мэВ. Возможная микроскопическая причина падения  $P_t$  при больших значениях сродства  $\chi^* > 170$  мэВ состоит в захвате электронов в L-долину зоны проводимости, из которой эмиссия электронов с поверхности GaAs(001) возможна только с дополнительным рассеянием по импульсу [22, 23]. Другая возможность состоит в увеличении вероятности захвата и последующей рекомбинации через глубокие уровни с ростом энергии электронов [24, 25].

Таким образом, в данной работе экспериментально обнаружена и объяснена нетривиальная эволюция вероятности выхода термализованных электронов из  $p$ -GaAs(Cs,O) в вакуум при переходе от положительного к отрицательному эффективному сродству, с минимумом вблизи нулевого сродства. Минимум обусловлен, по-видимому, эффективным захватом электронов со дна зоны проводимости в объеме GaAs в двумерную подзону в области изгиба зон и необходимостью термоактивации для эмиссии из этой подзоны при  $\chi^* \approx 0$ .

Работа выполнена при поддержке РФФИ, грант # 17-02-00815.

1. Р. Л. Белл, *Эмиттеры с отрицательным электронным сродством*, Энергия, М. (1978).
2. O. H. W. Siegmund, A. S. Tremsin, and J. V. Vallerga, *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A* **510**, 185 (2003).
3. S. Karkare, D. Dimitrov, W. Schaff, L. Cultrera, A. Bartnik, X. Liu, E. Sawyer, T. Esposito, and I. Bazarov, *J. Appl. Phys.* **113**, 104904 (2013).
4. J. W. Schwede, I. Bargatin, D. C. Riley, B. E. Hardin, S. J. Rosenthal, Y. Sun, F. Schmitt, P. Pianetta, R. T. Howe, Z.-X. Shen, and N. A. Melosh, *Nat. Mater.* **9**, 762 (2010); J. W. Schwede, T. Sarmiento, V. K. Narasimhan, S. J. Rosenthal, D. C. Riley, F. Schmitt, I. Bargatin, K. Sahasrabudde, R. T. Howe, J. S. Harris, N. A. Melosh, and Z.-X. Shen, *Nat. Commun.* **4**, 1576 (2013).
5. A. Kribus and G. Segev, *J. Opt.* **18**, 073001 (2016).
6. A. G. Zhuravlev, H. E. Scheibler, A. S. Jaroshevich, and V. L. Alperovich, *J. Phys.: Condens. Matter* **22**, 185801 (2010).
7. А. Г. Журавлев, М. Л. Савченко, А. Г. Паулиш, В. Л. Альперович, *Письма в ЖЭТФ* **98**, 513 (2013).
8. A. G. Zhuravlev and V. L. Alperovich, *Appl. Surf. Sci.* **395**, 3 (2017).
9. A. G. Zhuravlev, A. S. Romanov, and V. L. Alperovich, *Appl. Phys. Lett.* **105**, 251602 (2014).
10. V. L. Alperovich, O. E. Tereshchenko, N. S. Rudaya, D. V. Sheglov, A. V. Latyshev, and A. S. Terekhov, *Appl. Surf. Sci.* **235**, 249 (2004).
11. О. Е. Терещенко, В. Л. Альперович, А. С. Терехов, *Письма в ЖЭТФ* **79**, 163 (2004).
12. В. Д. Дымников, В. И. Перель, *ФТП* **13**, 707 (1979).
13. М. И. Дьяконов, В. И. Перель, И. Н. Ясиевич, *ФТП* **11**, 1364 (1977).
14. V. V. Bakin, K. V. Toropetsky, H. E. Scheibler, A. S. Terekhov, L. B. Jones, B. L. Milityn, and T. C. Q. Noakes, *Appl. Phys. Lett.* **106**, 183501 (2015).
15. M. Kamaratos, *Appl. Surf. Sci.* **185**, 66 (2001).
16. U. del Pennino, R. Companó, B. Salvarani, and C. Mariani, *Surf. Sci.* **409**, 258 (1998).

17. О. Е. Терещенко, А. Н. Литвинов, В. Л. Альперович, А. С. Терехов, *Письма ЖЭТФ* **70**, 537 (1999).
18. M. G. Burt and J. C. Inkson, *J. Phys. D: Appl. Phys.* **9**, L5 (1976).
19. В. Л. Коротких, А. Л. Мусатов, В. Д. Шадрин, *Письма в ЖЭТФ* **27**, 652 (1978).
20. Д. А. Орлов, В. Э. Андреев, А. С. Терехов, *Письма в ЖЭТФ* **71**, 220 (2000).
21. V. V. Bakin, A. A. Pakhnevich, A. G. Zhuravlev, A. N. Shornikov, I. O. Akhundov, O. E. Tereshechenko, V. L. Alperovich, H. E. Scheibler, and A. S. Terekhov, *e-J. Surf. Sci. Nanotech.* **5**, 80 (2007).
22. L. W. James and J. L. Moll, *Phys. Rev.* **183**, 3 (1969).
23. H.-J. Drouhin, C. Hermann, and G. Lampel, *Phys. Rev. B* **31**, 3859 (1985).
24. V. Ya. Prinz and S. N. Rechkunov, *Phys. Status Solidi B* **118**, 159 (1983).
25. В. Н. Абакумов, В. И. Перель, И. Н. Ясиевич, *Безызлучательная рекомбинация в полупроводниках*, Издательство ПИЯФ РАН, С.-Петербург (1997), 376 с.